

两能级原子在激光衰波场中的共振反射

李青宁

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

谭维翰

(上海大学物理系, 上海 201800)

摘 要 在共振情况下求解两能级原子在激光衰波场中的薛定谔方程, 得到了基态原子反射率 R_g 、激发态原子反射率 R_e 以及原子总反射率 R_t 的解析表达式。然后通过数值计算, 详细讨论了 R_g 、 R_e 、 R_t 与拉比频率、原子垂直于靶面方向运动的动能的依赖关系, 得到一些有意义的结果。

关键词 激光衰波, 拉比频率, 原子反射率。

1 引 言

原子镜是原子光学的重要组成部分, 由激光衰波场形成的原子镜可以实现激光对原子的偏转、捕捉和对原子束的分裂等^[1-2]。这种激光衰波原子镜第一次由 Cook 和 Hill^[1]从理论上提出, 他们指出: 在多普勒移位能相对于失谐可以忽略、激光频率调谐到大于两能级原子跃迁频率时, 原子被激光衰波场排斥; 反之, 原子被吸引。不久, Balykin 等^[2]在实验上实现了这种原子镜, 并给出失谐对原子内部能级的选择条件。随着激光对原子束冷却、偏转和分裂技术的蓬勃发展^[3-4], 两能级原子在激光衰波场中的反射、衍射等行为在实验上和理论上成为当前原子光学领域重要的研究对象之一^[5-7]。由于原子与激光衰波场的相互作用涉及到原子内部能级的跃迁, 给理论研究带来了一定难度, 所以许多研究成果都运用了近似方法。Cook 和 Hill 采用一阶微扰法从力学的观点处理了这一问题; Deutchmann^[8]等采用绝热近似方法求解问题的薛定谔方程; Henkel 等^[9]则将其转化成单能级原子被有效势作用的问题。本文在共振情况下, 解析求解了两能级原子在激光衰波场中的薛定谔方程, 在此基础上详细讨论了原子反射率与拉比频率和原子垂直靶面方向运动的动能的依赖关系, 得出一些有意义的结果, 最后还给出它们的物理解释, 并与文献^[1, 8]中得到的近似解进行了比较。在处理过程中, 假定初始入射的原子处于基态, 并忽略在激光衰波作用区的原子自发辐射^[10]。

2 共振条件下原子反射率的解析求解

图 1 为激光衰波原子镜的结构示意图。单色激光以内全反射角 θ 入射, 在电解质表层形成衰波场, 同时两能级原子以 α_0 角从真空向介质表面(靶面)入射, 与介质表层的激光衰波场

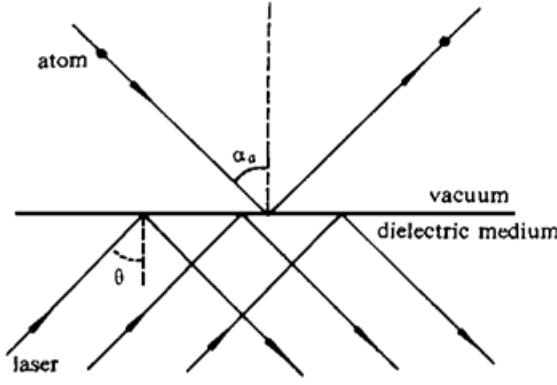


Fig. 1 The schematic diagram for the atom reflected by a running evanescent laser wave. The laser light is totally reflected with incident angle θ internally at the vacuum-dielectric interface. The atom is reflected at the surface with incident angle α_a

相互作用。原子基态、激发态在垂直靶面 y 方向运动的波函数 $u_g(y)$, $u_e(y)$ 满足的定态薛定谔方程为^[11]

$$\begin{aligned} E u_g(y) &= \left(-\frac{\hbar}{2m} \frac{d^2}{dy^2} + \frac{p_g^2}{2m} + \frac{\hbar \Delta}{2} \right) u_g(y) \\ &\quad - \mu \zeta \exp(-\eta y) u_e(y) \\ E u_e(y) &= \left(-\frac{\hbar}{2m} \frac{d^2}{dy^2} + \frac{p_e^2}{2m} - \frac{\hbar \Delta}{2} \right) u_e(y) \\ &\quad - \mu \zeta \exp(-\eta y) u_g(y) \end{aligned} \quad (1)$$

式中, $\Delta = \omega - (E_e - E_g)/\hbar$ 为激光频率与两能级原子跃迁频率 $(E_e - E_g)/\hbar$ 的失谐; μ 为两能级原子电偶极矩矩阵元; ϵ 为激光场的振幅; $\eta = k_0 \sqrt{n^2 \sin^2 \theta - 1}$ 为激光场的衰减系数, 依赖于介质折射率 n 、激光在真空中的波矢 k_0 以及激光入射角 θ ; p_g 、 p_e 分别为基态、激发态原子平行于靶面 x 方向的动量。引进归一化参数后, (1) 式可以简化为

$$\begin{aligned} \frac{d^2}{dy^2} u_g(y) &= -\gamma_2 u_g(y) - \Omega \exp(-y) u_e(y) \\ \frac{d^2}{dy^2} u_e(y) &= -\gamma_1 u_e(y) - \Omega \exp(-y) u_g(y) \end{aligned} \quad (2)$$

其中 $\gamma_1 = (E + \hbar \Delta/2 - p_e^2/2m)/(\hbar \Omega_0/2)$, $\gamma_2 = (E - \hbar \Delta/2 - p_g^2/2m)/(\hbar \Omega_0/2)$ (3) 分别为垂直于靶面 y 方向运动的激发态和基态原子归一化的动能; $\Omega = (2\mu\epsilon/\hbar)/(\hbar \Omega_0/2)$ 为归一化的拉比频率, 正比于原子由激发态到基态的跃迁几率, $\hbar \Omega_0 = (\hbar)^2/2m$ 为归一化单位能量; 由(3) 式得^[11]

$$\gamma_1 - \gamma_2 = \hbar \Delta_{\text{eff}}/(\hbar \Omega_0/2) \quad (4)$$

式中, $\Delta_{\text{eff}} = \Delta - \Delta_D - \Delta_R$ 为原子与激光场的有效失谐^[8]; $\hbar \Delta_D = \hbar Q p_g/m$ 为多普勒移位能; $\hbar \Delta_R = (\hbar Q)^2/2m$ 为光子对原子的反冲能; $Q = k_0 n \sin \theta$ 为激光平行于靶面 x 方向的波矢。考虑 $\Delta_{\text{eff}} = 0$ 的共振情形, 因为原子在激光场中的运动不仅涉及原子内部量子态的变化, 还涉及原子外部运动状态的变化。当多普勒移位能 $\hbar \Delta_D$ 和光子反冲能 $\hbar \Delta_R$ 相对失谐能 $\hbar \Delta$ 为很小时, 则可认为 $\Delta_{\text{eff}} \approx \Delta$, 此时 $\Delta_{\text{eff}} = 0$ 的解与 $\Delta = 0$ 的解偏离不大。当 $\Delta_{\text{eff}} = 0$ 时, 沿 y 方向运动的基态和激发态原子的动能相等, 即 $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma$, (2) 式退化为

$$\begin{aligned} \gamma \Psi_a(y) &= -\frac{d^2}{dy^2} \Psi_a(y) - \Omega \exp(-y) \Psi_a(y) \\ \gamma \Psi_r(y) &= -\frac{d^2}{dy^2} \Psi_r(y) + \Omega \exp(-y) \Psi_r(y) \end{aligned} \quad (5)$$

这里取定 $\Psi_a(y) = u_g(y) + u_e(y)$, 激光场对它起吸引作用, 称为“吸引态”; $\Psi_r(y) = u_g(y) - u_e(y)$, 激光场对它起排斥作用, 称为“排斥态”。引进新变量 $\alpha = 2\sqrt{\gamma}$, $\zeta = 2\sqrt{\Omega} \exp(-y/2)$, $\Psi_a(y)$, $\Psi_r(y)$ 有解^[12]

$$\Psi_a(\zeta) = A J_{i\alpha}(\zeta) + B J_{i\alpha}^*(\zeta), \quad \Psi_r(\zeta) = C I_{i\alpha}(\zeta) + D I_{i\alpha}^*(\zeta) \quad (6)$$

其中, 函数 J 、 I 分别为第一类贝塞尔函数和虚宗量贝塞尔函数^[12]。这样, 基态、激发态原子

的波函数为

$$\begin{aligned} u_g(y) &= \frac{1}{2}[AJ_{i\alpha}(\zeta) + CI_{i\alpha}(\zeta)] + \frac{1}{2}[BJ_{i\alpha}^*(\zeta) + DI_{i\alpha}^*(\zeta)] \\ u_e(y) &= \frac{1}{2}[AJ_{i\alpha}(\zeta) - CI_{i\alpha}(\zeta)] + \frac{1}{2}[BJ_{i\alpha}^*(\zeta) - DI_{i\alpha}^*(\zeta)] \end{aligned} \quad (7)$$

系数 A 、 B 、 C 、 D 可由原子在 $y \rightarrow \infty$ 和 $y = 0$ 处的边界条件唯一确定。当 $y \rightarrow \infty$ 时, $u_e(y)$, $u_g(y)$ 的渐进解为^[12]

$$\begin{aligned} u_g(y) &= \frac{1}{2} \frac{A+C}{\Gamma(1+i\alpha)} \exp(-i\sqrt{y}y + i\sqrt{y}\ln\Omega) \\ &\quad + \frac{1}{2} \frac{B+D}{\Gamma(1-i\alpha)} \exp(i\sqrt{y}y - i\sqrt{y}\ln\Omega) \\ u_e(y) &= \frac{1}{2} \frac{A-C}{\Gamma(1+i\alpha)} \exp(-i\sqrt{y}y + i\sqrt{y}\ln\Omega) \\ &\quad + \frac{1}{2} \frac{B-D}{\Gamma(1-i\alpha)} \exp(i\sqrt{y}y - i\sqrt{y}\ln\Omega) \end{aligned} \quad (8)$$

式中^[14], $|(1/2)(A+C)/\Gamma(1+i\alpha)|^2$ 为基态原子的入射通量; $|(1/2)(A-C)/\Gamma(1+i\alpha)|^2$ 为激发态原子的入射通量; $|(1/2)(B+D)/\Gamma(1-i\alpha)|^2$ 为基态原子的反射通量; $|(1/2)(B-D)/\Gamma(1-i\alpha)|^2$ 为激发态原子的反射通量。假定在无穷远处的入射原子为基态, 则 $A=C$, 基态原子的反射率 R_g 和激发态原子的反射率 R_e 分别为

$$R_g = \left| \frac{B+D}{2A} \right|^2, \quad R_e = \left| \frac{B-D}{2A} \right|^2 \quad (9)$$

原子的总反射率 R_t 为

$$R_t = R_g + R_e \quad (10)$$

现在考虑原子波函数在靶面 ($y = 0$) 处的边界条件。没有被靶面反射掉的原子到达靶面后, 不可能被相干反射回去, 而是被吸附在靶面上, 然后由于热效应而被蒸发掉, 形成实验上不感兴趣的非相干反射背景^[8, 10]。这在物理上可以等价地看成到达靶面的基态、激发态原子可以自由的传播到 $y \leq 0$ 的空间, 而没有受到任何势的作用, 在 $y \leq 0$ 的区域, $u_e(y)$ 、 $u_g(y)$ 可以写为

$$u_g(y) = u_g(0) \exp(-i\sqrt{y}y), \quad u_e(y) = u_e(0) \exp(-i\sqrt{y}y), \quad (11)$$

考虑波函数的连续性及其导数的连续性后^[14], 容易求得

$$\frac{B}{A} = \frac{2i\alpha J_{i\alpha}(\zeta_0) - \zeta_0 J_{i\alpha-1}(\zeta_0)}{\zeta_0 J_{i\alpha-1}^*(\zeta_0)}, \quad \frac{D}{A} = \frac{2i\alpha I_{i\alpha}(\zeta_0) - \zeta_0 I_{i\alpha-1}(\zeta_0)}{\zeta_0 I_{i\alpha-1}^*(\zeta_0)} \quad (12)$$

其中, $\zeta_0 = 2\sqrt{\Omega}$ 。(12) 式唯一给出了基态原子反射率 R_g 、激发态原子反射率 R_e 和原子总反射率 R_t , 它们和沿 y 方向运动的原子的动能、拉比频率有关。同理, 在靶面处的原子总透射率 T_t 为基态原子透射率 T_g 与激发态原子透射率 T_e 之和

$$T_t = T_g + T_e, \quad T_g = \left| \frac{u_g(0)}{A/\Gamma(1+i\alpha)} \right|^2, \quad T_e = \left| \frac{u_e(0)}{A/\Gamma(1+i\alpha)} \right|^2 \quad (13)$$

3 反射率的数值计算及其分析

在(9)式、(10)式基础上进行数值计算。图 2 为基态原子反射率 R_g 、激发态原子反射率

R_e 和原子总反射率 R_t 随拉比频率 Ω 变化的曲线。固定归一化原子 y 方向运动的动能 $\gamma = 200$, 归一化的拉比频率 Ω 由 0~1000 变化, 这相当于^[8]取原子 y 方向的速度为 0.199 m/s, 激光功率密度由 0~4.8 mW 变化。当拉比频率即光强很小时 ($0 < \Omega < \gamma$), R_g 、 R_e 很小, 由零缓慢振荡上升, 并有半周期的位相差, 原子总反射率是它们的代数和, 由零缓慢单调上升; 当拉比频率变化至原子动能附近时 ($\Omega \approx \gamma$), R_g 、 R_e 和 R_t 急剧上升; 拉比频率进一步增加 ($\Omega > \gamma$), R_g 、 R_e 的缓慢同周期振荡上升的现象更加明显, 并保持半周期的位相差 (即 R_g 最大时, R_e 达到最小值; 反之亦然), R_t 则缓慢地单调上升。可以证明 (见附录 A), 当拉比频率很大时 ($\Omega \rightarrow \infty$), R_g 、 R_e 以同周期 $T = (n + 1/4)^2 \pi^2$ 在 0~1 之间振荡, 它们的位相差半周期 $\Delta\varphi = T/2$, 原子总反射率单调趋于 1。还计算了原子总透射率 T_t 与原子总反射率 R_t 的和, 计算结果显示随拉比频率的变化 $T_t + R_t \equiv 1$ (由图 2 中顶端粗线表示), 满足粒子数守恒。图 3 为 R_g 、 R_e 、 R_t 随原子垂直靶面 y 方向运动的动能 γ 变化的曲线。计算时, 固定 $\Omega = 200$, γ 由 0 至 1000 变化。当原子动能很小时 ($\gamma \ll \Omega$), R_g 、 R_e 、 R_t 都很大 ($R_g, R_e, R_t \rightarrow 1$); 当原子动能增大但小于拉比频率时 ($\gamma < \Omega$), R_g 和 R_e 以振荡形式下降, 有半周期的位相差, R_t 则单调缓慢下降; 当原子动能进一步增大时 ($\gamma \geq \Omega$), R_g 、 R_e 、 R_t 急剧下降, 并很快趋于零。在图 2 和图 3 中均显示出原子有明显反射率时的最大动能为 $\gamma_{\max} \approx \Omega$ 。

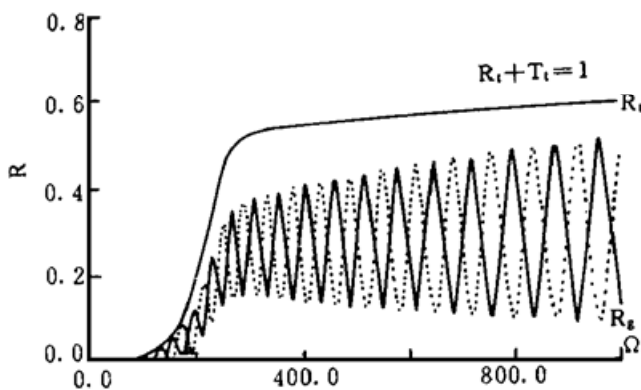


Fig. 2 Plots of the reflection coefficients R_g , R_e , R_t against Rabi frequency Ω for $\gamma = 200$. There the thick solid line denotes the conservation of $R_t + T_t = 1$

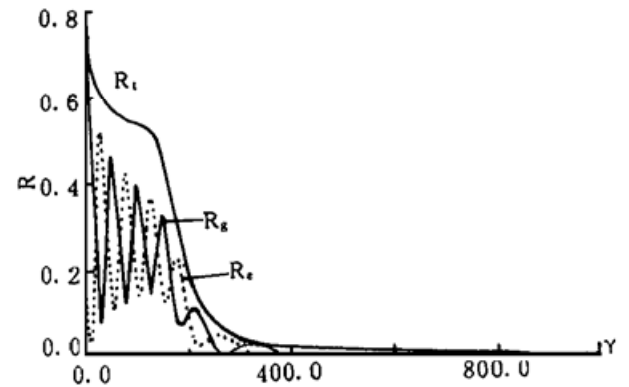


Fig. 3 Plots of the reflection coefficients R_g , R_e , R_t against the kinetic energy γ for $\Omega = 200$

在两能级原子与激光衰波场相互作用的过程中 (忽略原子的自发辐射), 当激光光强很弱时 ($\Omega \ll \gamma$), 拉比频率很小, 激光场作用于原子上的势也很小, 具有一定速度的原子大多能透过激光衰波场到达靶面, 所以这时的 R_g 、 R_e 、 R_t 都很小 (见图 2)。当激光场的强度较大时 ($\Omega \geq \gamma$), 拉比频率正比于原子由基态到激发态、激发态到基态的跃迁几率, 在激光场作用区, 由于受激吸收和受激辐射, 原子频繁地从基态跃迁到激发态和从激发态跃迁到基态, 原子处于基态和激发态的总几率敏感地依赖于拉比频率和原子速度, 所以当原子动能 γ 固定时, 随着拉比频率的变化, 原子基态和激发态的反射率会以振荡形式出现, 但它们的初始条件不同, 所以它们之间有位相的差异 (见图 2)。 γ 与 Ω 的比值决定了 R_g 、 R_e 、 R_t 的大小, γ 远小于 Ω 时, 激光场对原子的作用很大, 原子很难透过激光场到达靶面, 所以将有大的原子反射率出现; 而当 γ 远大于 Ω 时, 激光场对原子的作用微弱, 原子很容易透过激光场到达靶面, 所以反射率很小。原子有明显反射率的最大动能为 $\gamma_{\max} \approx \Omega$ ^[13]。

最后值得一提的是自发辐射的作用。在激光衰波场明显起作用的区域 $0 \leq y \leq 1/\eta$, 假定激光衰波场的衰减长度 $1/\eta$ 可以控制得很小, 在原子的自发辐射还没起作用的情况下, 原子就已被反射或透过激光场; 或由于激光场引起的原子受激发射的几率很大, 远大于原子激发

态寿命, 原子的自发辐射只可能引起很小一部分的非相干反射, 这时忽略原子的自发辐射在激光衰波场作用区并不会引起大的误差^[10]。在原子远离激光衰波场作用的区域($1/\eta \ll y \rightarrow \infty$), 自发辐射需要考虑, 这时激发态原子会逐渐转化成基态原子, 最终的原子反射率就是原子总反射率 R_t 。当原子处于激光场很弱但原子自发辐射不起主要作用的区域时($1/\eta \ll y < \infty$), 基态与激发态原子并存, 都需考虑。

4 讨论与小结

Cook 曾经给出激光对原子作用力 F_e 的表示式^[15], $F_e = F + \tilde{F}$, F 、 \tilde{F} 分别为 \hbar 的一阶和高阶项。Cook 仅采用一阶项作用力 F 处理原子被激光衰波镜面反射的问题^[1], 而忽略高阶项作用力 \tilde{F} 的贡献, 由于 $F \propto \hbar \Delta_{\text{eff}}$, 所以这一近似仅适用于有效失谐 Δ_{eff} 较大的情形。对于 $\Delta_{\text{eff}} \rightarrow 0$ 的共振和近共振情形, $F \rightarrow 0$, 作用力 F_e 的主要贡献来自于 \tilde{F} , 但 \tilde{F} 的表示式很复杂, 未对其进行过数值计算, 也没有作更多的分析。Deutschmann^[8] 采用绝热近似方法得到的原子在激光衰波场中运动的波函数的计算公式也仅适用于大的有效失谐情形, 对于近共振情形 $\Delta_{\text{eff}} \rightarrow 0$, 非绝热过程将起主导作用, 由他导出的非绝热过程引起的损耗是发散的。本文针对共振情况, 解析求解了两能级原子在激光衰波场中的薛定谔方程, 数值计算和分析了基态原子反射率、激发态原子反射率及原子总反射率与拉比频率和原子垂直于靶面方向运动的动能的依赖关系。计算结果显示: 1) 在某些拉比频率上, 当自发辐射还没有起主要作用时($1/\eta \ll \nu < \infty$), 被反射的原子会出现大的粒子数反转; 2) 当原子垂直靶面方向运动的动能远小于拉比频率时, 原子会有较大的反射率, 激光衰波场作为镜面反射原子的原子镜是合适的。

参 考 文 献

- [1] R. J. Cook, R. K. Hill, An electromagnetic mirror for neutral atoms. *Opt. Commu.*, 1982, **43**(4) : 258~260
- [2] V. I. Balykin, V. S. Letokhov, Y. B. Ovchinnikov *et al.*, Reflection of an atomic beam from a gradient of an optical field. *JETP Lett.*, 1987, **4**(3) : 353~ 357
- [3] A. Ashkin, Acceleration and trapping of particles by radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, 1970, **24**(19) : 155~ 157
- [4] J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji, Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients. *Opt. Soc. Am. (B)*, 1989, **6**(1) : 2023~ 2045
- [5] Weiping Zhang, Daniel F. Walls, Quantum superpositions of atomic de Broglie waves by an atomic mirror. *Phys. Rev. Lett.*, 1992, **68**(22) : 3287~ 3290
- [6] V. I. Balykin, Y. S. Letokhov, Yu. B. Ovchinnikov *et al.*, Quantum-state-selective mirror reflection of atoms by laser light. *Phys. Rev. Lett.*, 1988, **60**(21) : 2137
- [7] M. A. Kasevich, D. S. Weiss, S. Chu, Normal-incidence reflection of slow atoms from an optical evanescent wave. *Opt. Lett.*, 1990, **15**(1) : 606~ 607
- [8] R. Deutschmann, W. Ertmer, H. Wallis, Reflection and diffraction of atomic de Broglie waves by an evanescent laser wave. *Phys. Rev. (A)*, 1993, **47**(3) : 2169~ 2185
- [9] C. Henkel, J. Y. Courtois, R. Kaiser *et al.*, Phase shifts of atomic de Broglie waves at an evanescent wave mirror. *Laser Physics*, 1994, **4**(5) : 1042~ 1049
- [10] J. V. Hajnal, G. I. Opat, Diffraction of atoms by a standing evanescent light wave—a reflection grating for atoms. *Opt. Commu.*, 1989, **71**(3, 4) : 119~ 124
- [11] 谭维翰, 李青宁, 两能级原子在激光衰波场中反射的准确解. 量子光学学报, 1995, **1**(1) : 56~ 66
- [12] 王竹溪, 郭敦仁, 特殊函数概论, 北京, 科学出版社, 1965 : 381~ 420

- [13] T. Esslinger, M. Weidemiler, A. Hemmerich *et al.*, Surface-plasmon mirror for atoms. *Opt. Lett.*, 1993, **18**(6) : 450~ 452
- [14] L. D. Landau, E. M. Lifshitz, *Quantum. Mechanics*, Pergamon Press Ltd., London, 1965 : 75~ 77
- [15] R. J. Cook, Theory of resonant-radiation pressure. *Phys. Rev. (A)*, 1980, **22**(3) : 1078~ 1098

附录 A

当 $\Omega \rightarrow \infty$ 时, $\zeta_0 \rightarrow \infty$, $J_{i\alpha}(\zeta_0)$ 、 $J_{i\alpha-1}(\zeta_0)$ 和 $I_{i\alpha}(\zeta_0)$ 、 $I_{i\alpha-1}(\zeta_0)$ 有渐近公式^[12]

$$J_{i\alpha} \approx \sqrt{\frac{2}{\pi\zeta_0}} \cos\left(\zeta_0 - \frac{i\alpha\pi}{2} - \frac{\pi}{4}\right) = \sqrt{\frac{8}{\pi\zeta_0}} \left[\cosh\frac{\alpha\pi}{2} \cos\left(\zeta_0 - \frac{\pi}{4}\right) + i \sinh\frac{\alpha\pi}{2} \sin\left(\zeta_0 - \frac{\pi}{4}\right) \right]$$

$$J_{i\alpha-1} \approx \sqrt{\frac{2}{\pi\zeta_0}} \cos\left(\zeta_0 - \frac{i\alpha\pi}{2} + \frac{\pi}{4}\right) = \sqrt{\frac{8}{\pi\zeta_0}} \left[\cosh\frac{\alpha\pi}{2} \cos\left(\zeta_0 + \frac{\pi}{4}\right) + i \sinh\frac{\alpha\pi}{2} \sin\left(\zeta_0 + \frac{\pi}{4}\right) \right]$$

$$I_{i\alpha} \approx I_{i\alpha-1} \approx \frac{\exp(\zeta_0)}{\sqrt{2\pi\zeta_0}} \quad (\text{A1})$$

将(A1)式代入(12)式, 得

$$\frac{B}{A} \approx - \frac{\cosh(\alpha\pi/2) \cos(\zeta_0 + (\pi/4)) + i \sinh(\alpha\pi/2) \sin(\zeta_0 + (\pi/4))}{\cosh(\alpha\pi/2) \cos(\zeta_0 + (\pi/4)) - i \sinh(\alpha\pi/2) \sin(\zeta_0 + (\pi/4))}, \quad \frac{D}{A} \approx -1 \quad (\text{A2})$$

再将(A2)式代入(9)式, 即可得基态、激发态原子反射率和原子总反射率的渐进表达式

$$R_g = \frac{1}{2} \left| \frac{B+D}{A} \right|^2 \approx \frac{1}{1 + \tanh^2(\alpha\pi/2) \tan^2(\zeta_0 + \pi/4)}$$

$$R_e = \frac{1}{2} \left| \frac{B-D}{A} \right|^2 \approx \frac{1}{1 + \tanh^{-2}(\alpha\pi/2) \tan^{-2}(\zeta_0 + \pi/4)} \quad (\text{A3})$$

$$R_t = R_g + R_e = \frac{1}{2} \frac{|B|^2 + |D|^2}{|A|^2} \approx 1$$

由(A3)式可看出, Ω 很大时, R_g 和 R_e 以同周期振荡, 振荡周期 $T = (n + 1/4)^2 \pi^2$ 。当 $\Omega = (1/4)(n - 1/4)^2 \pi^2$ 时, R_g 为最大值 1, R_e 为最小值 0; 当 $\Omega = (1/4)(n + (3/4))^2 \pi^2$ 时, R_g 为最小值 0, R_e 为最大值 1。而原子总反射率单调向 1 趋近。

Resonant Reflection of a Two-Level Atom by Evanescent Laser Wave

Li Qingning

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

Tan Weihua

(Department of Physics, Shanghai University, Shanghai 201800)

(Received 9 November 1995; revised 11 March 1996)

Abstract The analytical solution for resonant reflection of a two-level atom by an evanescent laser wave is presented. Consequently, We numerically calculate and theoretically analyse the atomic reflection coefficient as a function of Rabi frequency and the kinetic energy of the atom moving along the y direction.

Key words evanescent laser wave, Rabi frequency, atomic reflection coefficient.